

## РОЗДІЛ II

### Теоретична фізика

УДК 22.213

Статтю подано до редколегії  
30.03.2010 р.

**П. П. Трохимчук** – кандидат фізико-математичних наук,  
доцент кафедри теоретичної та математичної фізики  
Волинського національного університету імені Лесі  
Українки

### Вплив перевипромінювання на формування ефектів релаксаційної оптики

*Роботу виконано на кафедрі теоретичної  
та математичної фізики ВНУ ім. Лесі Українки*

У роботі проаналізовано питання впливу перевипромінювання на формування ефектів релаксаційної оптики. На прикладі мілісекундного та наносекундного опромінення антимоніду індію оцінено кількість перевипромінювань та проаналізовано їх роль у формуванні незворотних змін в опроміненому матеріалі.

**Ключові слова:** перевипромінювання, антимонід індію, донорні центри, профілі розподілу, термічна стійкість, релаксаційна оптика.

#### **Трохимчук П. П. Влияние переизлучения на формирование эффектов релаксационной оптики.**

В работе проанализирован вопрос влияния переизлучения на формирование эффектов релаксационной оптики. На примере миллисекундного и наносекундного облучения антимонида индия оценено количество переизлучений и проанализирована их роль в формировании необратимых изменений в облученном материале.

**Ключевые слова:** переизлучение, антимонид индия, донорные центры, профили распределения, термическая стойкость, релаксационная оптика.

**Trokhimchuck P. P. Influence of Reemission on the Formation of Effects of Relaxed Optics.** The problem of influence of the reemission on formation of relaxed optical effects is analysed. On an example of milisecond and nanosecond regimes of irradiations of indium antimonite the number of reemissions is estimated. Its role in the formation of irreversible changes in the irradiated materials is analyzed.

**Key words:** reemission, indium antimonite, donor centers, profiles of distribution, thermal stability, relaxed optics.

#### **Постановка наукової проблеми та її значення. Аналіз останніх досліджень із цієї проблеми.**

Для опису процесів незворотної взаємодії оптичного випромінювання з твердими тілами необхідно враховувати процеси перевипромінювання. Як правило, при поясненні експериментальних результатів на це не зважають [1–7]. Однак ці ефекти можуть суттєво впливати як на режими опромінення, так і на процеси формування незворотних змін в опроміненому матеріалі. Фактично йтиметься про співвідношення випромінювальної та безвипромінювальної релаксації при опроміненні твердих тіл потужним лазерним випромінюванням. Як об'єкт дослідження нами вибрано результати з опромінення напівпровідників (антимоніду та арсеніду індію) наносекундними та мілісекундними імпульсами рубінового та неодимового лазерів.

**Метою та завданням** нашої роботи є розробка методу оцінки перевипромінювання при незворотній взаємодії оптичного випромінювання з напівпровідниками та аналіз результатів опромінення антимоніду індію рубіновим лазером мілісекундними та наносекундними імпульсами.

**Виклад основного матеріалу й обґрунтування отриманих результатів дослідження.** У нашій роботі наведено спрощену модель з'ясування впливу перевипромінювання на незворотні процеси в напівпровідниках. У [1; 2] вияснено роль насиченості збудження відповідних хімічних зв'язків для

двовимірної ґратки сфалериту у формуванні відповідних ефектів взаємодії лазерного випромінювання з твердими тілами. Цей аналіз проведено для короткодійючих процесів, коли часи опромінення та утворення незворотних змін є значно меншими від часів релаксації. Перевипромінювання тут відіграє важливу роль при насиченні збудження першого зв'язку (лазерний ефект) та при насиченості збудження всіх трьох зв'язків (хаотизація лазерного випромінювання та відновлення структури). Однак основна частина падаючої енергії в цьому випадку йде на формування відповідного явища, процеси подальшого перевипромінювання малоймовірні або ж якщо і є, то мало впливають на кінцеві ефекти.

Коли ж час опромінення є значно більшим від часу релаксації одного акту збудження, то потрібно враховувати й процеси переопромінення.

Перейдемо до подання експериментальних результатів. Профілі розподілу донорних центрів в InSb після опромінення лазерним випромінюванням отримано В. Богатирьовим і Г. Качуріним [4]. Опромінення проводилось одиночними імпульсами рубінового лазера ( $\lambda = 0,69$  мкм,  $\tau_i = 5-6$  мс) та серіями імпульсів Nd:YAG лазера ( $\lambda = 1,06$  мкм,  $\tau_i = 10$  нс частота повторення імпульсів 12,5 Гц). Залежність шарової концентрації генерованих опроміненням рубіновим лазером електронів наведено на рис. 1 [3; 4]. Порогове значення інтенсивності опромінення, при якій утворюються  $n$ -шари, дорівнює  $\sim 5 \frac{\text{Дж}}{\text{см}^2}$ . Тенденція насичення шарової концентрації має місце для густини енергії

опромінення  $\sim 30 \frac{\text{Дж}}{\text{см}^2}$ . При цьому відбувається плавлення опроміненого напівпровідника.

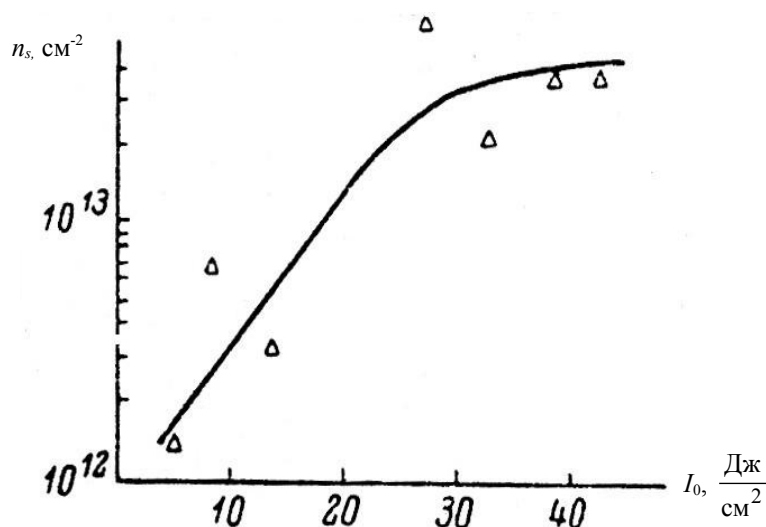


Рис. 1. Залежність шарової концентрації електронів від густини енергії в імпульсі (опромінення рубіновим лазером) [3]

Профілі розподілу об'ємної концентрації електронів в опромінених шарах показано на рис. 2 [3; 4]. Більш висока концентрація донорних центрів для більш коротких режимів опромінення (рис. 2) зумовлена процесами перевипромінювання. Для режимів опромінення з  $\tau_i \gg \tau_{r1}$  маємо два типи опромінення: первинне опромінення рубіновим лазером із  $h\nu = 1,78$  eV та вторинне з  $h\nu = E_g = 0,18$  eV для InSb [3; 4].

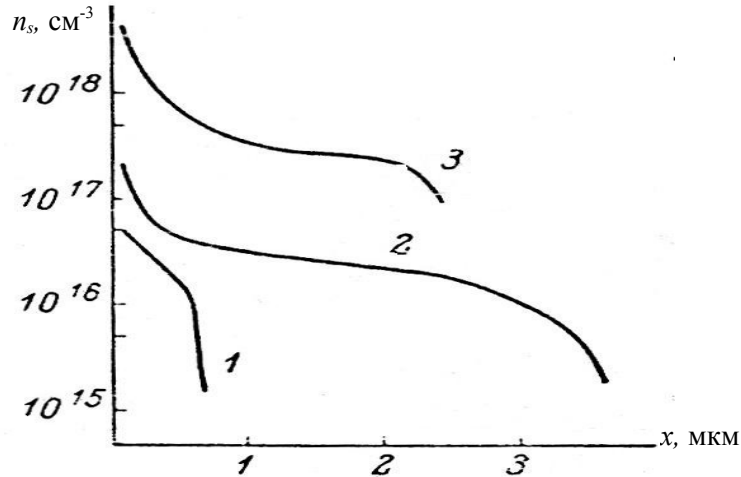


Рис. 2. Профілі об'ємного розподілу електронів після лазерного опромінення. 1, 2 – рубіновий лазер;

3 – YAG:Nd лазер. Густина енергії в імпульсі,  $\frac{\text{Дж}}{\text{см}^2}$ : 1 – 5; 2 – 40

Наближена оцінка ефектів переопромінення може бути здійснена за допомогою таких співвідношень. Перша порція перевипромінювання дорівнює  $I_{r1} = \frac{\tau_{r1}}{\tau_i} I_0 e^{-\alpha_1 x}$ . Надалі ця частина поглинутого випромінювання перевипромінюється. У наступний момент часу поглинання випромінювання здійснюється за законом

$$I_{r2} = \frac{\tau_{r1}}{\tau_i} \left( 1 - \frac{\tau_{r1}}{\tau_i} \right) I_0 e^{-\alpha_1 x} + \frac{\tau_{r1}}{\tau_i} \left( 1 - \frac{\tau_{r1}}{\tau_i} \right) I_0 e^{-\alpha_1 x} I_0 e^{-\alpha_2 x}, \quad (1)$$

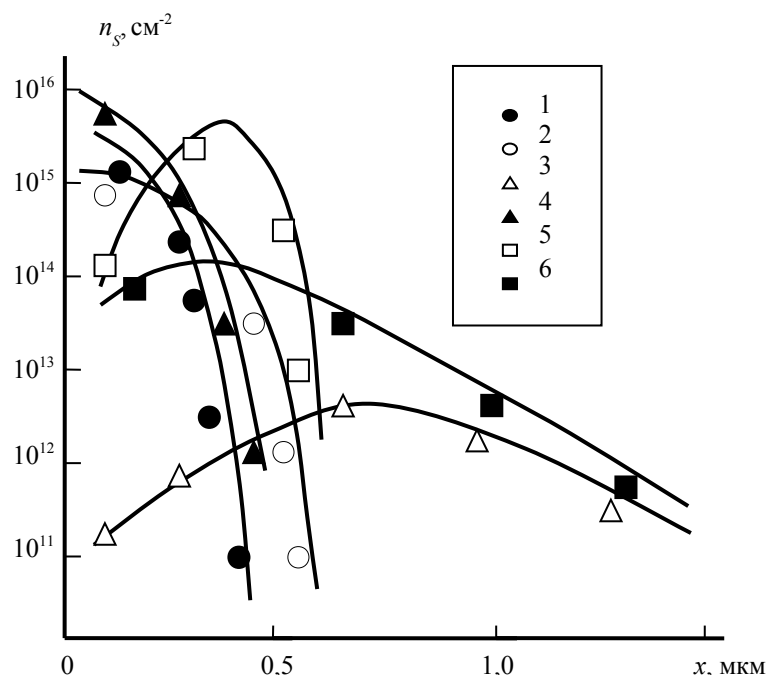
де  $\alpha_1$  – коефіцієнт поглинання з  $h\nu = E_g$  (лазерний ефект) та  $\alpha_2$  – коефіцієнт поглинання “просвітленого” випромінювання.

Другий член у (1) представляє комбінаційне поглинання, яке приводить до утворення стійких дефектних станів (розриву двох із трьох хімічних зв'язків для двовимірного представлення ґратки сфалериту). Другий та третій часи релаксації значно більші за час опромінення [1]. Тому другий член у (1) може бути поданий як “незворотний” член. Для отримання числа переопромінь  $n$  потрібно помножити другий член співвідношення (1) на  $n$  та прирівняти його до інтенсивності насичення  $I_{sat}$ . Тоді

$$n = \frac{\tau_i I_{sat}}{\tau_r \left( 1 - \frac{\tau_r}{\tau_i} \right) I_0}. \quad (2)$$

Після підстановки відповідного  $I_{sat}$  з [2] та  $I_0$  з рис. 1 отримаємо  $n \approx 10 \div 100$ .

Роль ефектів перевипромінювання добре видно, якщо порівняти мілісекундний (рис. 1 та рис. 2) та наносекундний ( $\tau_i = 20$  нс, рис. 3 [1–3]) режими опромінення антимоніду індію рубіновим лазером.



**Рис. 3.** Профілі розподілу шарової концентрації донорних центрів у інверсійних шарах *InSb* та *InAs*, отриманих після лазерного опромінення з різною густиною енергії в імпульсі: 0,07 (1); 0,096 (2); 0,16 (3); 0,16 (4); 0,25 (5); 0,5 Дж·см<sup>-2</sup> (6). 1–3 – *InSb*, 4–6 – *InAs*

По-перше, це видно з форми профілів розподілів генерованих донорних центрів. Для більш коротких режимів опромінення (рис. 3) профілі нагадують або закон поглинання світла (криві 1, 2, 4), або ж максимум їх розподілу зміщується в глибину опроміненого матеріалу (криві 3, 5, 6). Окрім того, ці профілі мають доволі різкий край.

Під час опромінення мілісекундними імпульсами (рис. 2) профілі розподілу мають максимальне значення концентрації донорних центрів поблизу поверхні (криві 1–3). Причому немає великого значення в якому режимі ми опромінювали: серією наносекундних імпульсів (крива 3) чи одиночними імпульсами (криві 1 та 2). Краї профілів розподілу є більш пологими (криві 2 та 3), ніж у випадку наносекундного режиму опромінення, максимумами розподілу розміщені біля поверхні (криві 1–3). Більш пологі краї профілів і пояснюються якраз за рахунок ефектів перевипромінювання.

І, нарешті, інтегральні дози опромінення, які призводять до незворотних змін у матеріалі, для мілісекундного режиму опромінення в 20–200 разів більші, ніж для наносекундного. При мілісекундному режимі опромінення більша й ефективна глибина поглинання випромінювання. Коефіцієнт поглинання світла антимонідом індію на краю зони власного поглинання складає декілька сотень обернених сантиметрів, коефіцієнт “просвітленого” поглинання на 1,5–2 порядки більший, а коефіцієнт поглинання випромінювання рубінового лазера ще на порядок більший. Тому інтенсивність утворення незворотних змін та їх гідродинамізації є менш насиченою для мілісекундного режиму опромінення, ніж для наносекундного. Основний “вклад” у таку велику різницю доз інтегрального опромінення дають ефекти перевипромінювання, які відбуваються в основному на першому зв’язку. У цьому випадку ми маємо оптичну накачку лазера на антимоніді індію. Однак наступні акти поглинання є фактично нелінійним комбінаційним поглинанням світла (up-конверсія та т. п.), яке призводить до незворотних змін в опроміненому матеріалі. Слід зазначити, що пряме спостереження ряду нелінійно-оптичних ефектів у напівпровідниках є взагалі неможливим [5], особливо в області власного поглинання. Тому ефекти утворення незворотних змін в опромінюваному матеріалі в режимі насичення збудження звичайно ж зумовлені нелінійно-оптичними ефектами, і ці явища можна аналізувати методами релаксаційної оптики.

## Висновки

1. Ефекти перевипромінювання відіграють важливу роль в утворенні незворотних змін у напівпровідниках (антимоніди та арсеніди індію) при лазерному опроміненні в режимі насичення збудження для двовимірної ґратки сфалериту.

2. Аналіз експериментальних результатів показав, що ефекти перевипромінювання мають суттєву роль при режимах опромінення з часом, істотно більшим від першого часу релаксації.

3. Побудовано якісну модель, яка дає змогу пояснити спостережувані експериментальні результати, зокрема наведено оцінку про число актів перевипромінювання при опроміненні антимоніду індію мілісекундними імпульсами рубінового лазера.

4. Висловлюється думка, що методи релаксаційної оптики можуть бути використані для дослідження нелінійно-оптичних явищ у напівпровідниках (дроблення кванта випромінювання, up-конверсія тощо).

### *Література*

1. Трохимчук П. П. Математичні основи знань. Поліметричний підхід / Трохимчук П. П. – Луцьк : РВВ “Вежа” Волин. нац. ун-ту ім. Лесі Українки, 2009. – 520 с.
2. Трохимчук П. П. Проблема насиченості збудження в квантовій електроніці та релаксаційній оптиці / П. П. Трохимчук // Наук. вісн. ВНУ ім. Лесі Українки. – 2008. – № 18. – С. 72–82.
3. Trokhimchuck P. P. Foundation of Relaxed Optics / Trokhimchuck P. P. – Lutsk : Vezha, 2006. – 294 p.
4. Богатырев В. А. Образование низкоомных n-шаров в *InSb* при импульсном лазерном облучении / В. А. Богатырев, Г. А. Качурин // Физика и техника полупроводников. – 1977. – Т. 11, № 1. – С. 100–102.
5. Шен И. Р. Принципы нелинейной оптики / Шен И. Р. – М. : Наука, 1989. – 559 с.
6. Коротеев Н. И. Физика мощного лазерного излучения / Н. И. Коротеев, И. Л. Шумай. – М. : Наука, 1991. – 312 с.
7. Хакен Г. Лазерная светодинамика / Хакен Г. – М. : Мир, 1988. – 350 с.